

Untersuchung der $D(D,H^3)p$ -Reaktion
mit polarisierten Deuteronen.

Inaugural-Dissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Dieter Fick
aus Stadtsteinach



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Untersuchung der $D(D, H^3)p$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen.

Inaugural-Dissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Dieter Fick
aus Stadtsteinach



Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg.

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Juli 1965

Dekan : Universitätsprofessor Dr. Th. Ernst

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

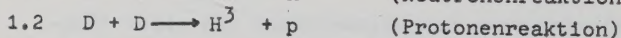
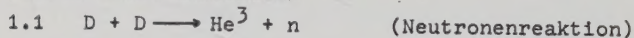
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. H. Wegener

Zusammenfassung.

Mit einem polarisierten Deuteronenstrahl aus einer Atomstrahlquelle wurde die $D(D, H^3)p$ -Reaktion bei 113 keV durchgeführt und die Winkelverteilung der Protonen gemessen. Zur Reaktion wurde ein dickes Target benutzt, in dem die Deuteronen fast ihre ganze Energie verlieren. Der Nachweis der Protonen geschah mit Kernspurphotoplatten. Für dicke Targets werden die Korrekturen angegeben. Die Auswertung liefert eine Abschätzung für 2 Matrixelemente (B_5^1 und B_3). Dabei ist bemerkenswert, daß B_3 , das im wesentlichen Triplett-Singulett-Übergänge beschreibt, deren Amplitude sehr klein sein sollte, verhältnismäßig groß gefunden wird.

Kapitel 1 :Die D-D Reaktion.

Beim Beschuß von Deuteronen mit Deuteronen treten als Reaktionsprodukte Neutronen und Protonen auf,entsprechend den beiden Reaktionskanälen



Beide Kanäle haben positive Energietönung.

Im folgenden soll nur die Protonenreaktion behandelt werden, jedoch gelten die meisten Schlüsse auch für die Neutronenreaktion.

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wird recht gut durch eine Gamowfunktion wiedergegeben,also $\ln(\sigma E) \sim E^{-1/2}$. Aus Ar54 entnimmt man die Zahlenwerte:

1.3 $\sigma_{tot} = (144b \cdot keV/E) \cdot \exp(-45,8 keV/\sqrt{E})$

Die Winkelverteilung der Protonen ist anistrop mit einer Verteilung wie:

1.4 $\sigma(\vartheta) \sim 1 + A(E) \cos^2 \vartheta$

Dabei ist $A(E)$ eine Funktion der Energie.In Abb.1 sind Meßergebnisse aus Da53,Mo52,Th65,Bo56 bis zu einer Energie von 120 keV aufgetragen.

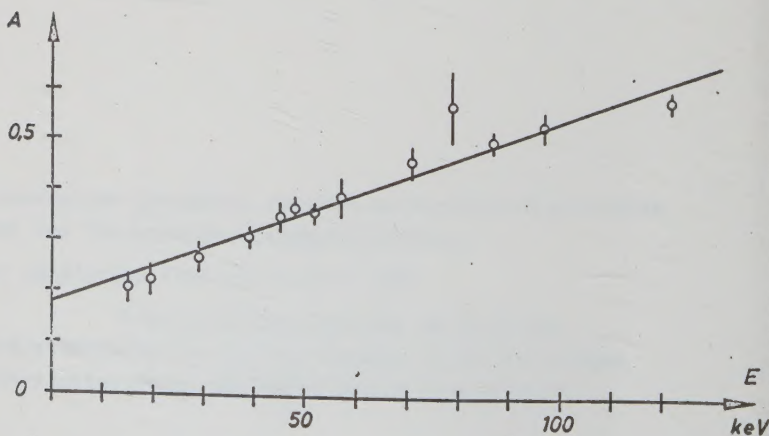


Abb. 1

Ein Ausgleich mit einer Geraden ergibt:

$$1.5 \quad A(E) = (0,179 \pm 0,015) + (0,356 \pm 0,021) \cdot 10^{-2} E/\text{keV}$$

Aus der Anisotropie der Winkelverteilung folgt, daß auch bei kleinen Deuteronenenergien Bahndrehimpulse $l > 0$ beteiligt sind.

Der Eingangskanal besteht aus 2 identischen Bosonen (Deuteronen). Die Gesamtwellenfunktion muß also symmetrisch unter Teilchenaustausch sein. Wegen dieser Symmetrie können Zustände mit geradem Kanalspin ($S=0,2$) nur mit geraden Bahndrehimpulsen ($l=0,2,4,\dots$) und Zustände mit ungeradem Kanalspin ($S=1$) nur mit ungeraden Bahndrehimpulsen ($l=1,3,5,\dots$) kombinieren.

Im Zustand mit $S=2$ haben beide Deuteronen parallelen Spin, d.h. auch der Spin der einzelnen Protonen und Neutronen ist parallel. Wegen des Pauliprinzipes können sich aber 2 Deuteronen mit $S=2$ nicht sehr nahe kommen und werden deshalb sehr wenig zur Reaktion beitragen. Sie werden im folgenden vernachlässigt (Ko48, Be50, Ro61).

Der Ausgangskanal besteht aus 2 verschiedenen Fermionen. Im Zustand mit Kanalspin $S=1$ und Bahndrehimpuls $l=0$ haben 2 Protonen parallelen Spin, sodaß wir wieder einen solchen Zustand wegen des Pauliprinzipes vernachlässigen wollen.

Bedeutet S Kanalspin, l Bahndrehimpuls, J Gesamtdrehimpuls und die Indizes 1 und 2 Eingangs bzw. Ausgangskanal, so beschreibt das Matrixelement

$$1.6 \quad \langle S_2 l_2 J | R | S_1 l_1 J \rangle$$

den Übergang vom Eingangskanal (D-D) in den Ausgangskanal ($p-H^3$). Wegen der kleinen kinetischen Energien im Eingangskanal beschränken wir uns dort auf die Bahndrehimpulse $l_1=0,1$ und nehmen $l_1=2$ nur in Interferenzgliedern mit $l_1=0$ mit. Im Ausgangskanal wird l_2 auf $l_2 \leq 2$ beschränkt. Entsprechend Be50 führen wir nun folgende Abkürzungen ein:

$$1.7 \quad \begin{aligned} \langle OJJ | R | OJJ \rangle &= \alpha_J & \langle 1JJ | R | OJJ \rangle &= \beta_J \\ \langle 11J | R | 11J \rangle &= \alpha_{1J} & \langle OJJ | R | 11J \rangle &= \beta_{JJ} \end{aligned}$$

Die Matrixelemente β_J und β_{JJ} beschreiben Singulett-Triplett bzw. Triplett-Singulett Übergänge.

Auf Grund der Symmetrieeigenschaften der Wellenfunktion und der Beschränkung der Bahndrehimpulse sind folgende 7 Matrixelemente von Null verschieden: $\alpha_0, \alpha_2, \alpha_{10}, \alpha_{11}, \alpha_{12}, \beta_2, \beta_{11}$.

Mit einem 4-Körperansatz und Störungsrechnung wird in Ro61 der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt für einen unpolarisierten Deuteronenstrahl und den Matrixelementen angegeben:

$$1.8 \quad W_0(\theta) = (\lambda^2/36)(B_0 + B_1 \cdot P_{20}(\cos\theta)) \quad \text{mit}$$

$$1.9 \quad B_0 = |\alpha_0|^2 + |\alpha_{10}|^2 + 3|\alpha_{11}|^2 + 3|\beta_{11}|^2 + 5|\alpha_{12}|^2$$

$$1.10 \quad B_1 = (3/2)|\alpha_{11}|^2 + (7/2)|\alpha_{12}|^2 - 3|\beta_{11}|^2 + 10\text{Re}(\alpha_2 \alpha_0^*) \\ + 9\text{Re}(\alpha_{12} \alpha_{11}^*) + 4\text{Re}(\alpha_{12} \alpha_{10}^*)$$

Dabei ist λ = Wellenlänge des einlaufenden Deuterons im Schwerpunktsystem dividiert durch 2π und $P_{1k}(\cos\theta)$ sind Kugelfunktionen definiert wie in Ja60.

Entsprechend Be50 soll nun angenommen werden, daß die Energieabhängigkeit der der Matrixelemente nur durch die Durchdringungsfaktoren Ω_1 für den Potentialwall (Coulombwall plus Drehimpulsbarriere) vermittelt wird, also durch die Wahrscheinlichkeit, daß ein einlaufendes Deuteron die Oberfläche eines Targetdeuterons trifft. Diese Wahrscheinlichkeit hängt natürlich vom Wechselwirkungsradius R und vom Bahndrehimpuls l ab. (Nach Be50 ist die Abhängigkeit von den Randbedingungen gering). Für den Energiebereich 30 keV bis 120 keV ist (Ro61):

$$1.11 \quad \Omega_1 = \sqrt{\sigma_1} \cdot \exp(i\gamma_1) \quad \text{mit}$$

$$1.12 \quad \sigma_1 = g^{-1} \cdot g_1^{-2}(g) .$$

Dabei sind $g = kR$, $k = 1/\lambda$, g_1 die irreguläre Coulombfunktion für den Bahndrehimpuls l (Bl51, Hu59) und γ_1 die Coulombphase. $R = 7$ fm ergibt für den Wechselwirkungsradius eine gute Übereinstimmung mit den bisher gemessenen Daten (Ko48, Be50). Die mit diesem Wert berechneten Durchdringungsfaktoren sind in Abb. 2 für den Energiebereich 30 keV bis 120 keV aufgetragen.

Deuteronen besitzen den Spin 1. Deshalb tritt bei einem polarisierten Deuteronenstrahl im allgemeinen neben den Komponenten der Vektorpolarisation Q_1 auch noch die Tensorpolarisation Q_{1j} auf. Ausführliche Beschreibung siehe De57, Go58, Go59a. Zur Definition der Komponenten der Vektorpolarisation Q_1 und der Komponenten der Tensorpolarisation Q_{1j} benutzt man die cartesischen Komponenten $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ des Drehimpulsoperators $\hat{S}$

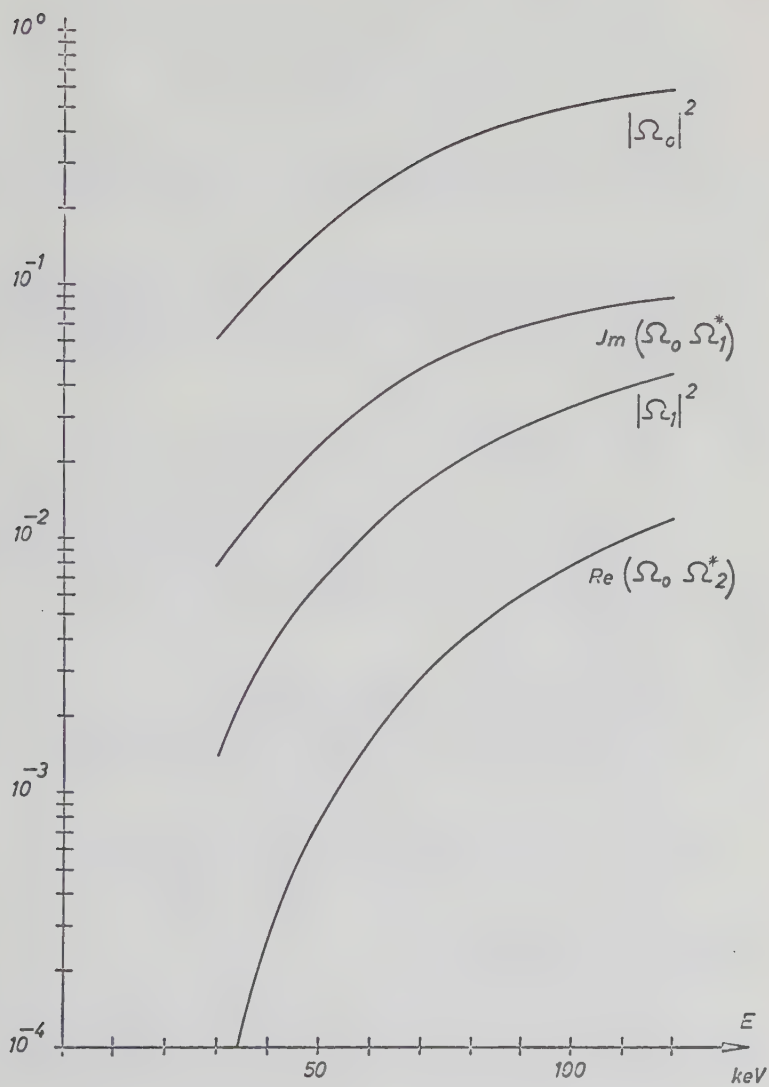


Abb. 2

für ein Teilchen mit Spin 1. Damit wird die Vektorpolarisation durch die Erwartungswerte der Spinkomponenten

$$1.13 \quad Q_1 = \langle \sigma_1 \rangle$$

und die Tensorpolarisation durch

$$1.14 \quad Q_{1j} = (3/2) (\langle \sigma_1 \sigma_j \rangle + \langle \sigma_j \sigma_1 \rangle) - 2 \delta_{1j}$$

definiert. Q_{33} hat den Namen Alignment.

Zur Angabe der Winkelverteilung der $D(D, H^3)p$ -Protonen bei einem polarisierten Deuteronenstrahl benötigen wir noch folgende Festlegungen:

Wir bezeichnen mit $\underline{n} = (\underline{k}_1 \times \underline{k}_f) / |\underline{k}_1 \times \underline{k}_f|$ die Reaktionsnormale, wobei $\underline{k}_1$ und $\underline{k}_f$ die Wellenvektoren des einlaufenden Deuterons beziehungsweise auslaufenden Protons sind. χ sei der Winkel zwischen der y-Achse und $\underline{n}$. Dann ergibt sich unter Verallgemeinerung von Gleichung 14b aus Ro61:

$$1.15 \quad W(\hat{n}) = W_0(\hat{n}) + W_2(\hat{n})$$

$$1.16 \quad W_2(\hat{n}) = (\lambda^2/36) \left\{ (Q_1 \cos \chi + Q_2 \sin \chi) (B_3 P_{11}(\cos \hat{n}) + B_4 P_{21}(\cos \hat{n})) \right. \\ \left. + Q_{33} B_5 P_{20}(\cos \hat{n}) + Q_{33} B_7 + 1/2 [(Q_{11} - Q_{22}) \cos 2\chi + 2Q_{12} \sin 2\chi] B_5 P_{22}(\cos \hat{n}) + (Q_1 \cos \chi + Q_2 \sin \chi) B_6 P_{21}(\cos \hat{n}) \right\}$$

$W_0(\hat{n})$ ist in 1.8 angegeben, die Matrixelemente B_i setzen sich wie folgt zusammen:

$$1.17 \quad B_3 = 3\sqrt{3} \operatorname{Im}(\alpha_0 \beta_{11}^*)$$

$$B_4 = (3/2) \operatorname{Im}(\alpha_{10} \alpha_{12}^*) + (9/4) \operatorname{Im}(\alpha_{11} \alpha_{12}^*)$$

$$B_5 = (3/8) |\alpha_{12}|^2 + (3/8) |\alpha_{11}|^2 + (3/4) \operatorname{Re}(\alpha_{12} \alpha_{11}^*) - (3/4) |\beta_{11}|^2$$

$$B_5^* = 2B_6 - B_5$$

$$B_6 = (1/2) |\alpha_{12}|^2 - (3/2) \operatorname{Re}(\alpha_{12} \alpha_{11}^*) + \operatorname{Re}(\alpha_{12} \alpha_{10}^*)$$

$$B_7 = (1/4) (|\alpha_{12}|^2 - 3|\beta_{11}|^2 - 3|\alpha_{11}|^2 + 2|\alpha_{10}|^2)$$

Kapitel 2 : Die Meßapparatur

Zur Erzeugung eines polarisierten Deuteronenstrahles wurde die in Erlangen gebaute Apparatur verwendet, die in Gr63 und Fl65 ausführlich beschrieben ist.

Die Anlage arbeitet so, daß ein Deuteriumatomstrahl in einem stark inhomogenen Magnetfeld (6-Pol Magnet) in seine Stern-Gerlach-Komponenten aufgespalten wird. Eine Komponente wird durch Blenden abgetrennt, der Rest in einem schwachen Magnetfeld von maximal 20 Gauß (Helmholtzfeld) durch Elektronenstoß ionisiert, durch elektrostatische Linsen senkrecht zur Atomstrahlrichtung abgezogen und auf die gewünschte Energie von 113 keV beschleunigt. (Abb. 3, entnommen Fl65). Für den Fall, daß das Helmholtzfeld senkrecht zur Achse der Beschleunigung verläuft, kann im Idealfall

2.1 $Q_3 = 1/3$ und $Q_{33} = -1/3$ erwartet werden. Das Alignment Q_{33} kann mit Hilfe der Winkelverteilung der Neutronen aus der $D(H^3, He^4)n$ -Reaktion gemessen werden (Ga 59, Go59b). An der Erlanger Apparatur wurde maximal $Q_{33} = -(0,27 \pm 0,01)$ beobachtet.

Am Ende des Beschleunigungsrohres konnte anstelle des abgeschirmten Faradaybechers mit dem H^3 -Target (s. Abb. 3) eine Targetkammer montiert werden. In ihr wurden die bei der D-D-Reaktion entstehenden Protonen unter verschiedenen Rückwärtswinkeln gezählt. Da die Kammer auf einem Potential von -113 kV lag, wurden Kernspurphotoplatten (1"x2", 50 μ Schichtdicke) zum Nachweis verwendet. Sie sind radial um das Target angeordnet - Abb. 4 -, werden an beiden Enden in Schlitzern gehalten und durch Federn angepreßt, um eine reproduzierbare Lage zu gewährleisten. Die bei der Reaktion entstehenden Protonen werden durch $6 \times 10 \text{ mm}^2$ große Schlitze vor den Photoplatten ausgeblendet und treffen streifend auf die Photoplatten auf. Die Schlitze waren außerdem mit einer 50 μ dicken Al-Folie abgedeckt, um die Photoplatten vor Fluoreszenzlicht und Bremsstrahlung des Targets zu schützen. Die Deuteronen traten durch ein Rohr von 10 mm Durchmesser und 60 mm Länge in die Targetkammer ein. Dadurch wird die Strahlachse sehr genau festgelegt und ein fast paralleler Deuteronenstrahl ausgeblendet (Winkeldivergenz kleiner 10^{-1}). Durch das Ausblenden wird allerdings die Intensität des Deuteronenstrahls sehr vermindert (Stromstärke ungefähr 1 nA). Vor Beginn jeder Meßreihe wurde die Targetkammer sorgfältig justiert. Als Target diente ein mit Ti bedampftes Kupferplätt-

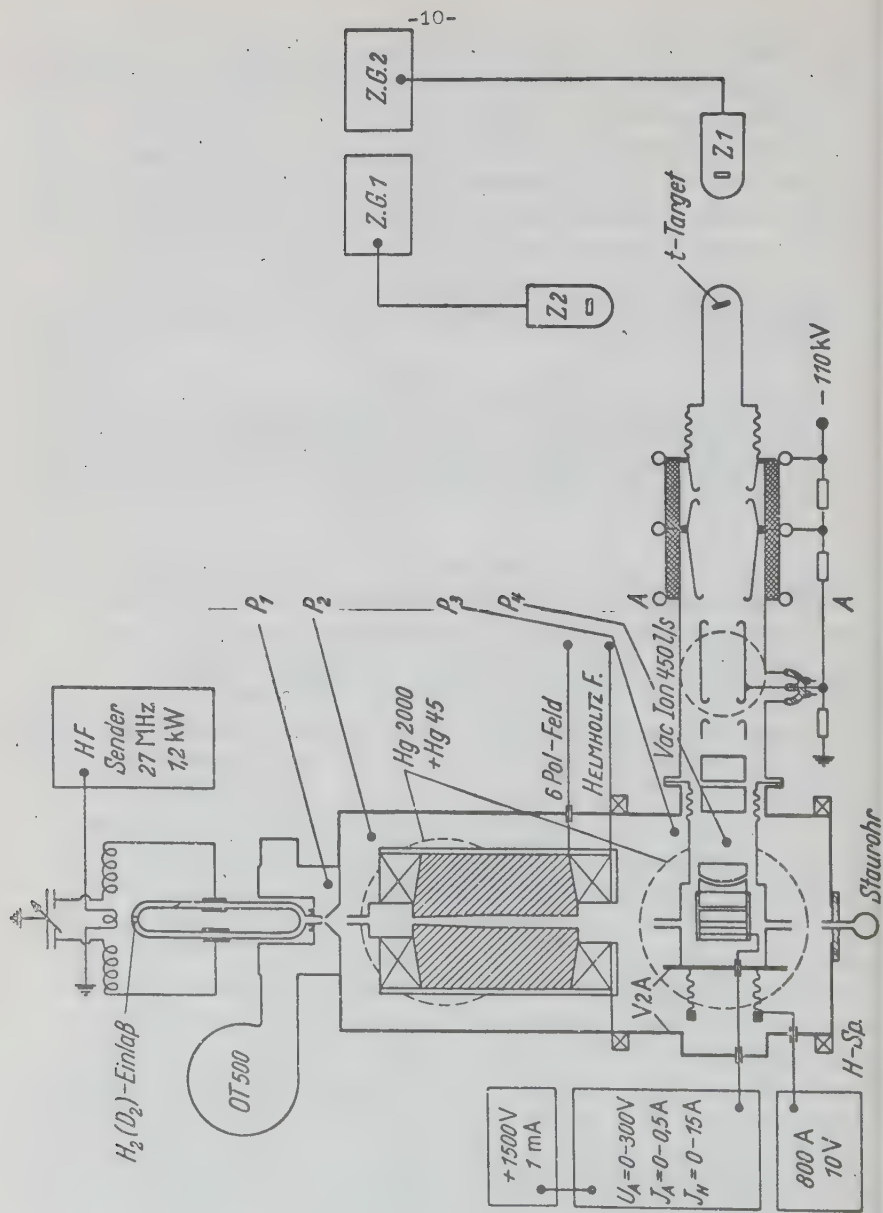


Abb. 3

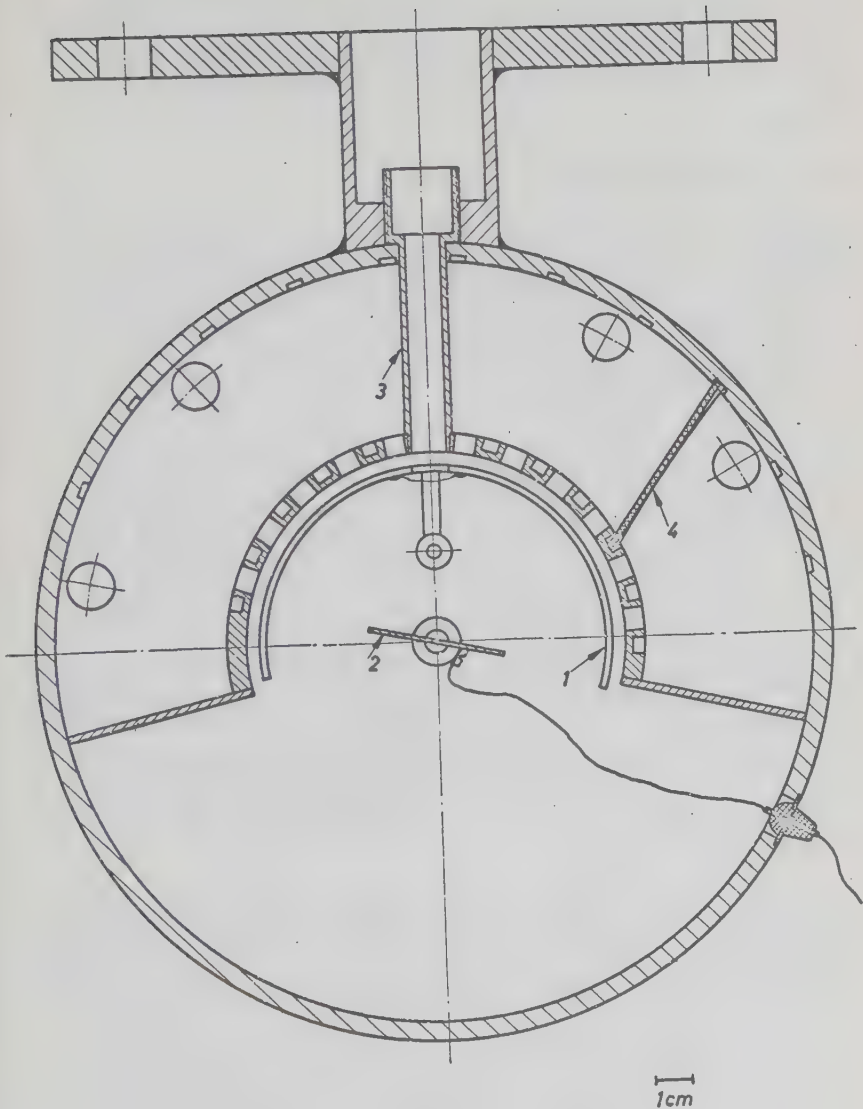


Abb. 4

1: Abdeckring für Schlitz und H^3 -Träger
 2: Targethalter; 3: Rohr zur Strahlbegrenzung; 4: Photoplatte mit Feder

chen (Schichtdicke des Titans $0,4 \text{ mg/cm}^2$), in dem D_2 -Gas in das Titan eindiffundiert worden war. Wegen der kleinen kinetischen Energie der Deuteronen (113 keV) können die entstehenden Protonen (3 MeV) die Titanschicht auch unter sehr schrägen Austrittswinkeln ohne merklichen Energieverlust verlassen.

Kapitel 3: Meßergebnisse.

Zu Beginn jeder Messung wurden die Kathoden im Ionisierer erneuert und der Ionisierer genau auf die Achse des Deuteriumatomstrahls justiert. Mit Hilfe der $\text{D}(\text{H}^3, \text{He}^4)\text{n}$ -Reaktion wurde dann das Alignment Q_{33} des Deuteronenstrahls bestimmt (Fl65). Anschließend wurde das H^3 -Target im Faradaybecher gegen die mit Kernspurphotoplatten geladene Targetkammer ausgetauscht, ohne sonstige Veränderungen an der Apparatur. Die Belichtungszeit der Photoplatten betrug 5 h . Zwischendurch wurde mit einem in den Strahl geschobenen H^3 -Target unter 90° das Verhältnis $\beta = (\text{Neutronenzählrate 6 Pol Magnet ein}) / (\text{Neutronenzählrate 6 Pol Magnet aus})$ gemessen, mit dem die Konstanz der Polarisierung geprüft werden kann (Hw63). Nach Abschluß dieser Messung wurde noch einmal das Alignment Q_{33} bestimmt.

Die Entwicklung und Auszählung der Photoplatten geschah in üblicher Weise (Be52). Die bei der Reaktion entstehenden Protonen verlieren in der Al-Folie vor den Schlitzen ungefähr die Hälfte ihrer Energie, so daß ihre Spuren in der Emulsion noch ungefähr 40μ lang sind. Gezählt wurden nur solche Spuren, die ungefähr diese Spurlänge hatten und parallel zur Längsseite der Photoplatten verliefen.

Wegen der geringen Intensität des Deuteronenstrahls wurde die D-D-Reaktion mit einem dicken Target durchgeführt, in dem die Deuteronen fast ihre ganze Energie verlieren. Für die Auswertung der Experimente ist deshalb die Kenntniss des Energieverlustes dE/dx der Deuteronen als Funktion der Energie für Ti-D nötig. Wegen der doppelten Masse des Deuterons gegenüber dem Proton, aber der gleichen Ladung ist der Energieverlust von Deuteronen mit der Energie E identisch mit dem für Protonen mit der Energie $E/2$ (Wh58, Be60). Leider liegen keine experimentellen Ergebnisse für den uns interessierenden Energiebereich

vor.

Nach Wa49 läßt sich der Energieverlust von Protonen bis 50keV Energie gut mit einer Theorie von Termi und Teller(Fe47) ver-
stehen, die eine Energieabhängigkeit mit $\sqrt{E}$ voraussagt:

$$3.1 \quad dE/dx = e_0 \sqrt{E/eV}$$

e_0 wurde zunächst so gewählt, daß es bei 50 keV mit den Messun-
gen von Wa49 an Al, Cu und Ag übereinstimmt. Dabei ergab sich e_0 in
allen 3 Fällen zwischen $8,5 \cdot 10^{-17} \text{ eV} \cdot \text{cm}^2$ und $9,0 \cdot 10^{-17} \text{ eV} \cdot \text{cm}^2$,
also fast unabhängig von Z. Der Bereich dieser Werte sollte des-
halb auch für Ti-D richtig sein. Um die Größe der von der unge-
nauen Kenntnis von e_0 herrührenden Fehler abschätzen zu kön-
nen, wurden alle Auswertungen mit den beiden oben angegebenen
Werten durchgeführt. Dabei ergaben sich so kleine Unterschiede,
daß nur die Auswertung für den ersten Wert von e_0 mitgeteilt
wird.

Bei der Umrechnung von Labor auf Schwerpunktssystem muß bei
der energieabhängigen Größe $\gamma(E)$ (Sc49) über die Energie ge-
mittelt werden. Als Gewichtungsfaktoren gehen dabei ein:
die Wahrscheinlichkeit $g(E)$ dafür, daß ein durch das Target
laufendes Deuteron mit der Energie zwischen E und E+dE ein
Deuteron im Target trifft. Wegen 3.1 ist $g(E) \sim 1/\sqrt{E}$,
die Wahrscheinlichkeit, daß nach dem Zusammenstoß von 2 Deute-
ronen auch ein Proton emittiert wird. Sie ist gegeben durch
 σ_{tot} .

Damit erhält man für den Energiemittelwert von $\gamma(E)$:

$$3.2 \quad \bar{\gamma} = \frac{\int g(E) \sigma_{\text{tot}}(E) \gamma(E) dE}{\int g(E) \sigma_{\text{tot}}(E) dE}$$

Als untere Grenze des Integrals ist dabei die Einschußener-
gie $E_0 = 113 \text{ keV}$ und als obere Grenze $E_0 - \Delta E$ zu setzen, wobei ΔE
der Energieverlust der Deuteronen im Target ist. Er ergibt sich
aus 3.1 mit dem von uns bestimmten e_0 zu $\Delta E = 72,0 \text{ keV}$.

Die Meßergebnisse sind in der Tabelle auf der nachfolgenden
Seite eingetragen und in Abb.5 aufgetragen.

Bei der Korrektur der Ergebnisse wurden endliche Zählerauflö-
sung und endliche Targetgröße nicht berücksichtigt, da die dabei
auftretenden Änderungen kleiner 0,5% waren.

Meßergebnisse:	Meßreihe 1	Meßreihe 2	
Stromstärke in den Helmholtzspulen	i=2,3 A	i=0,33 A	
Alignment vor Belichtung der Photoplatten	$Q_{33}=-0,223\pm0,011$	$Q_{33}=-0,179\pm0,016$	
Alignment nach Belichtung der Photoplatten	$Q_{33}=-0,237\pm0,015$	$Q_{33}=-0,166\pm0,015$	
gemittelttes Alignment	$Q_{33}=-0,23 \pm 0,01$	$Q_{33}=-0,17 \pm 0,01$	
Winkel _{LC}	Winkel _{CH}	Zählrate _{CH}	Zählrate _{CH}
110,0°	113,0°	632 ± 25	960 ± 31
125,0°	127,3°	707 ± 28	1063 ± 33
140,0°	142,0°	757 ± 28	1153 ± 36
155,0°	156,3°	799 ± 30	1276 ± 32
170,0°	170,0°	872 ± 31	-----
190,0°	190,0°	874 ± 31	-----
205,0°	203,7°	756 ± 29	1102 ± 36
220,0°	213,0°	793 ± 29	1036 ± 34
235,0°	232,7°	672 ± 27	982 ± 32
250,0°	247,0°	640 ± 26	946 ± 31
265,0°	261,8°	630 ± 25	934 ± 30

Kapitel 4: Diskussion der Meßergebnisse

Für Auswertung des Experimentes ist wegen des dicken Targets die Kenntnis der über die Energie gemittelten Winkelverteilung $W_0(\vartheta)$ für unpolarisierte Deuteronen nötig. Mit den Gewichts-faktoren $g(E) \sim 1/\sqrt{E}$ aus Kap. 3 ergibt sich:

$$1.1 \quad \overline{W_0(\vartheta)} = \int g(L) W_0(\vartheta, E) dE / \int g(E) dE = (1/36) (\overline{\chi^2 B_0} + \overline{\chi^2 B_1} P_{20}(\cos \vartheta))$$

Die numerische Auswertung liefert mit Hilfe der Relationen:

$$1.2 \quad (1/36) \overline{\chi^2 B_0}(E) = (1/4\pi) \overline{\sigma}_{\text{tot}}$$

$$(1/36) \overline{\chi^2 B_1}(E) = (1/4\pi) \overline{\sigma}_{\text{tot}} \cdot 2A(L)/(3+A(E))$$

und den Zahlenwerten aus 1.3 und 1.5 für $\overline{\sigma}_{\text{tot}}$ und $A(E)$

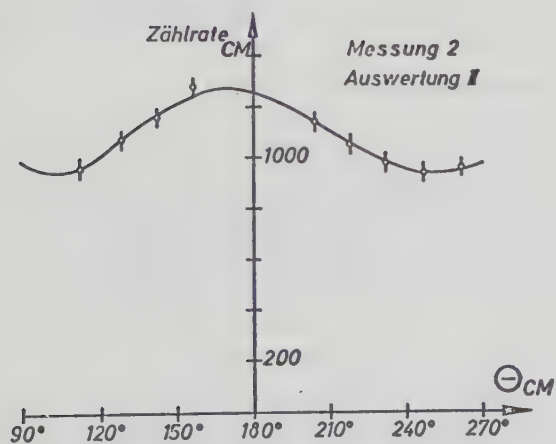
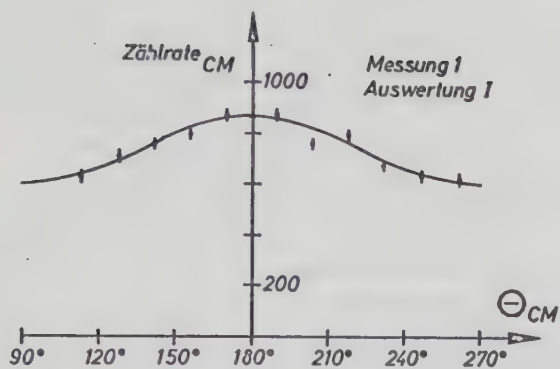


Abb. 5

$$4.3 \quad (1/36)\overline{\chi^2_{B_0}} = 750 \mu b \quad (1/36)\overline{\chi^2_{B_1}} = (162,5 \pm 6,5) \mu b$$

$$\overline{\chi^2_{B_1}} / \overline{\chi^2_{B_0}} = 0,217 \pm 0,009$$

Der Fehler von $\chi^2_{B_0}$ ist wesentlich kleiner als der von $\chi^2_{B_1}$ und wird deshalb nicht angegeben.

Meßreihe 1: Die Zählraten der Meßreihe 1 sind innerhalb der Fehlergrenzen symmetrisch zu 180° (Abb.5). Das bedeutet, daß das Helmholtzfeld parallel zur Strahlachse verlaufen muß. Eine Messung des Feldes mit einer Hallsonde ergab eine Abweichung von der Strahlachse von weniger als 1° , was die obige Vermutung bestätigt. Aus 1.13 und 1.14 folgt dann, daß nur Q_3 und Q_{33} von Null verschieden sind. Entsprechend 1.17 erwartet man dann eine Winkelverteilung gemäß

$$4.4 \quad W(\theta) = a_{00} P_{00} + a_{20} P_{20}(\cos \theta).$$

Eine Anpassung der Winkelverteilung an 4.4 mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate (χ^2 -Test, Kr65) ergab:

$$4.5 \quad a_{20}/a_{00} = (\overline{\chi^2_{B_1}} + Q_{33} \overline{\chi^2_{B_5}}) / \overline{\chi^2_{B_0}} = 0,239 \pm 0,025$$

Dabei wurde B_7 gegen B_0 wegen des um Faktor 20 kleineren Durchdringungsfaktor (Abb.2) vernachlässigt. Aus 4.5 erhält man

$$4.6 \quad \overline{\chi^2_{B_5}} / \overline{\chi^2_{B_0}} = (-1 \pm 2) \cdot 10^{-1}$$

und hieraus eine Abschätzung für $\chi^2_{B_5}$ zu

$$4.7 \quad (1/36)\overline{\chi^2_{B_5}} \leq 200 \mu b.$$

Meßreihe 2: Die Zählraten der Meßreihe 2 sind asymmetrisch um 180° (Abb.5). Dies kann auf folgende Weise erklärt werden: Bei der geringen Stromstärke von 0,33 A in den Helmholtzspulen ist das von ihnen auf der Strahlachse erzeugte Magnetfeld sehr klein ($B_{Achse} = 1,2$ Gauß). Diesem Feld ist ein magnetisches Wechselfeld längs der Strahlachse, das durch die Heizung der Kathoden im Ionisierer erzeugt wird, von 2,7 Gauß überlagert. Da dieses zeitlich von +2,7 nach -2,7 Gauß schwankt, gibt es also Zeitintervalle, wo das Magnetfeld auf der Achse Null ist. In diesen Zeitintervallen wird die Magnetfeldkomponente senkrecht zur Strahlachse (die hauptsächlich durch das Erdfeld erzeugt wird, $B_{senkrecht} \approx 0,4$ Gauß) wirksam

und dreht die Quantisierungsachse senkrecht zur Strahlachse. Aus 1.13 und 1.14 ergibt sich dann, daß $Q_1, Q_2, Q_3, Q_{12}, Q_{13}, Q_{23}$ und Q_{33} von Null verschieden sind. Entsprechend 1.16 erwartet man also eine Winkelverteilung wie

$$4.8 \quad W(\theta) = a_{00}P_{00} + a_{11}P_{11}(\cos\theta) + a_{20}P_{20}(\cos\theta) + a_{21}P_{21}(\cos\theta)$$

Ein χ^2 -Test bestätigt diesen Ansatz und liefert:

$$4.9 \quad a_{20}/a_{00} = (\overline{\chi^2_{B_1} + Q_{33}} / \overline{\chi^2_{B_5}}) / \overline{\chi^2_{B_0}} = 0,205 \pm 0,029$$

$$a_{11}/a_{00} = Q_1 \overline{\chi^2_{B_3}} / \overline{\chi^2_{B_0}} = -0,050 \pm 0,037$$

$$a_{21}/a_{00} = (Q_1 \overline{\chi^2_{B_4}} + Q_{13} \overline{\chi^2_{B_6}}) / \overline{\chi^2_{B_0}} = -0,066 \pm 0,023$$

Das Ergebniss von a_{20}/a_{00} stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem der Meßreihe 1 überein.

Um a_{11}/a_{00} auswerten zu können, müßte Q_1 bekannt sein. Die Größe der Vektorpolarisation des Deuteronenstrahls wurde aber an der benützten Quelle bisher nicht gemessen. Aus Messungen an einer ähnlichen Quelle in Basel (se62) und unter Berücksichtigung des zeitlich veränderlichen Feldes auf der Achse sollte $Q_1 \approx 0,2$ sein. Damit ergibt sich aus 4.9

$$4.10 \quad \overline{\chi^2_{B_3}} / \overline{\chi^2_{B_0}} \geq 0,28 \pm 0,20 \quad \text{also}$$

$$4.11 \quad (1/36) \overline{\chi^2_{B_3}} \geq 70 \mu b.$$

Betrachtet man B_3 , so ist das Ergebnis überraschend, da B_3 das Matricelement β_{11} enthält, das Triplet-Singulett Übergänge beschreibt: $B_3 = 3\sqrt{3} \operatorname{Im}(\alpha_0 \beta_{11}^*)$. β_{11} wurde bis jetzt immer für sehr klein gehalten, oder gar vernachlässigt (Ro61). Das experimentelle Ergebnis zeigt jedoch, daß es mindestens halb so groß wie B_1 ist (4.3). Ein Grund dafür könnte die energetische Bevorzugung von B_3 ($\sim \operatorname{Im}(\alpha_0 \alpha_1^*)$) durch die Durchdringungsfaktoren (Abb.2) gegenüber B_1 ($\sim |\alpha_1|^2$) sein.

Herrn Professor Fleischmann danke ich für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit und für die Möglichkeit, sie an seinem Institut ausführen zu können. Herrn Dipl. Phys. G. Graw bin ich für seine Mithilfe bei Messungen und Herrn cand. math. Kreisel für die Durchführung der χ^2 -Tests zu Dank verpflichtet.

Literaturverzeichnis

- Ar54:W.R.Arnold,J.A.Phillips,G.A.Sawyer,E.T.Storall,
J.L.Tuck;Phys.Rev.93,483(1954)
- Be50:F.M.Beiduck,J.R.Pruett,E.I.Konopinski;Phys.Rev.77,622
(1950)
- Be52:A.Beiser;Rev.Mod.24,273(1952)
- Be60:H.A.Bethe,J.Ashkin:Experimental Nuclear Physics I
(ed.by E.Segre),New York 1960
- Bl51:I.Bloch,M.H.Hull,A.A.Broyles,W.G.Boncerino,B.E.Freemann,
G.Breit;Rev.Mod.Phys.23,147(1951)
- Bo56:D.L.Booth,G.Preston,P.F.D.Shaw;Proc.Phys.Soc.A69,265(1956)
- Da53:P.A.Davenport,T.O.Jeffries,M.E.Owen,F.V.Price,
D.Roaf;Proc.Roy.Soc.A216,66(1953)
- De57:S.Devons,L.I.B.Goldfarb;Neues Handbuch der Physik,
42,362(1957)
- Fe47:E.Fermi,E.Teller;Phys.Rev.72,339(1947)
- Fl65:R.Fleischmann,G.Fritsch,G.Graw;Zeits.f.Phys.1965 im Druck
- Ga59:A.Galonsky,H.B.Willard,T.A.Welton;Phys.Rev.Let.2,349(1959)
- Go58:L.I.B.Goldfarb;Nucl.Phys.7,622(1958)
- Go59a:L.I.B.Goldfarb;Nucl.Phys.12,494(1959)
- Go59b:L.I.B.Goldfarb;Nucl.Phys.12,657(1959)
- Gr63:G.Graw;Diplomarbeit Erlangen 1963
- Hu59:M.H.Hull,G.Breit;Neues Handbuch der Physik 41/1,408(1959)
- Hw63:C.F.Hwang,G.Clausnitzer,D.H.Nordby,S.Suwa,
J.H.Williams;Phys.Rev.131,2602(1963)
- Ko48:E.I.Konopinski,E.Teller;Phys.Rev.73,822(1948)
- Kr65:K.Kreisel;Zulassungsarbeit für das Höhere Lehramt,
Erlangen 1965
- Ja60:Jamke-Emde-Lösch;Tafeln Höherer Funktionen;Stuttgart 1960
- Mo52:T.Moffat,D.Roaf,J.M.Sanders;Proc.Roy.Soc.A212,220(1952)
- Ro61:J.R.Rook,L.I.B.Goldfarb;Nucl.Phys.27,79(1961)
- Sc49:L.I.Schiff;Quantum Mechanics,New York 1949
- Se62:F.Seller,E.Baumgartner,W.Haeberli,P.Huber,
H.R.Striebel;Helv.Phys.Act.35,385(1962)
- Th65:R.B.Theus,W.Mc.Garry,L.A.Beach;Phys.Rev.Let.14,232(1965)
- Wa49:S.D.Warshaw;Phys.Rev.76,1759(1949)
- Wh58:W.Whaling;Neues Handbuch der Physik 34,193(1958)

Lebenslauf.

Am 27. Januar 1936 wurde ich in Stadtsteinach (Ofr) als Sohn des Lehrers Wilhelm Fick und seiner Ehefrau Berta Fick, geb. Pfeiffer geboren.

Von 1942 bis 1946 besuchte ich die Volksschule in Hersbruck, von 1946 bis 1951 die Oberrealschule in Hersbruck und von 1951 bis 1954 die Oberrealschule an der Lübleinstraße in Nürnberg.

Im Wintersemester 1954/55 begann ich an der Universität Erlangen mit dem Studium der Physik. Im Mai 1957 legte ich die Diplomvorprüfung und im Juli 1959 die Diplomhauptprüfung ab.

Ab Januar 1962 wurde mir im Physikalischen Institut die Verwaltung der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten übertragen.

Am 13. Juli 1961 heiratete ich Fräulein Rosemarie Johann.

Erlangen, 25. Mai 1965

